

Die spektrale Energieverteilung der Strahlung der Hochstromkohlebögen.

(Untersuchungen über Hochstromkohlebögen. VI.)

Von **W. Finkelnburg** und **H. Schluge** in Darmstadt.

Mit 7 Abbildungen. (Eingegangen am 4. Februar 1942.)

Mit einem Quarzdoppelmonochromator wurde die absolute spektrale Energieverteilung der Strahlung des Beck-Bogens und des Homogenkohle-Hochstrombogens im Bereich 3000 bis 13000 Å durchgemessen. Aus den Verteilungskurven lassen sich Temperaturen der emittierenden Dampfvolke des Beck-Bogens von 5600 bis 6000° abs. (mit der Belastung zunehmend) ermitteln, während ein Vergleich der aus den Kurven durch Integration erhaltenen Gesamtstrahlung mit der des schwarzen Strahlers gleicher Temperatur Werte des mittleren Absorptionsvermögens und der schwarzen Temperatur zu errechnen gestattet, die mit früheren Abschätzungen und Messungen in guter Übereinstimmung stehen. Aus der Energieverteilung der Strahlung des Homogenkohle-Hochstrombogens folgt ein neuer Mindestwert für die Sublimationstemperatur des Kohlenstoffs bei Atmosphärendruck.

1. Einleitung.

In einer Reihe von Arbeiten¹⁾ haben wir über die physikalischen Eigenschaften der verschiedenen Formen des Hochstromkohlebogens berichtet, darunter auch über die Leuchtdichte und die Gesamtstrahlung. Systematische Messungen der absoluten Energieverteilung in $\text{Watt/cm}^2 \cdot \text{Å}$ der Strahlung von Hochstromkohlebögen in Abhängigkeit von den Versuchsbedingungen dagegen sind bisher noch nicht ausgeführt worden, und die wenigen veröffentlichten Messungen relativer Intensitätsverteilungen²⁾ widersprechen einander z. T. erheblich. Da die Kenntnis der Energieverteilungen aber nicht nur wegen ihres Zusammenhanges mit der Bogen-temperatur, sondern auch zur Charakterisierung der Strahlungseigenschaften von Bedeutung ist, bringen wir in der vorliegenden Mitteilung die Ergebnisse unserer Messungen der spektralen Verteilung der emittierten Energie, und zwar für zwei verschiedene Belastungen des Beck-Bogens sowie für den stark überlasteten Homogenkohlebogen. Gesondert haben wir ferner

¹⁾ W. Finkelnburg u. Mitarbeiter, ZS. f. Phys. **112**, 305; **113**, 562; **114**, 734; **116**, 214; **117**, 344 (1939–1941), im folgenden mit I bis V bezeichnet. —

²⁾ F. Benford, Gen. Electr. Rev. **29**, 728, 873, 1926; A. v. Engel u. M. Steenbeck, Elektrische Gasentladungen Bd. II, S. 255 (nach Messungen der National Carbon Co.); F. T. Bowditch u. A. C. Downes, Journ. Soc. Mot. Pict. Eng. **25**, 375, 1935; **30**, 400, 1938; W. C. Kalb, ebenda **27**, 253, 1936.

in beiden Fällen die spektrale Energieverteilung der reinen Plasmastrahlung ohne Anodenfallgebiet und Kraterhintergrund gemessen. Auf Grund der Meßergebnisse wird dann das Temperaturproblem beim Beck-Bogen im Zusammenhang mit früheren Temperaturbestimmungen erneut behandelt. Die Messungen am Homogenkohlebogen werfen weiter neues Licht auf die Frage der maximalen Kratertemperatur und der Verdampfungstemperatur des Kohlenstoffs.

2. Die Meßmethode.

Die Messungen wurden ausgeführt mit einem kleinen Quarz-Doppelmonochromator der Firma Carl Leiss, den uns Herr Prof. Dr. F. Linke, Frankfurt a. M., für unsere Untersuchungen liebenswürdigerweise zur Verfügung stellte¹⁾. Das Instrument, dessen Anordnung von Prismen und

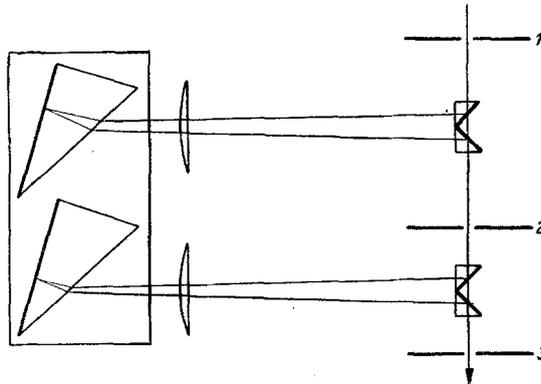


Fig. 1. Schematische Darstellung des Strahlenganges im Doppelmonochromator.

Spalten Fig. 1 schematisch zeigt, gestattet Messungen zwischen 3000 und 20000 Å; seine Prismen werden durch ein Uhrwerk so bewegt, daß im Laufe von 5 bis 15 Minuten der gesamte Spektralbereich am Austrittsspalt vorüberwandert²⁾. Hinter diesem war bei uns zur Messung der Strahlung im Wellenlängengebiet $> 5000 \text{ Å}$ eine Thermo säule, im kurzwelligeren Gebiet 3000 bis 5000 Å ein Selenphotoelement angeordnet. Die Thermo-EMK bzw. der Photostrom wurden mittels Spiegelgalvanometer und photographi-

¹⁾ Unser herzlicher Dank gilt Herrn Prof. Dr. F. Linke für die Überlassung des Instruments sowie Herrn Dr. C. A. Pfeiffer, der uns eingehend mit der Apparatur und ihren Schwierigkeiten vertraut machte. — ²⁾ Eine genauere Beschreibung des Instruments findet sich bei F. Herzing, Gerlands Beiträge z. Geophys. 49, 71, 1937.

schem Registriergerät aufgezeichnet. Gleichzeitig wurde durch am Monochromator angebrachte Wellenlängenkontakte ein Lämpchen gesteuert, das auf den Registrierstreifen senkrechte Linien als Wellenlängenmarken aufdruckte. Durch Vorversuche wurde bestätigt, daß die Galvanometerausschläge der eingestrahelten Energie proportional waren und daß die Trägheit von Thermosäule bzw. Photoelement und Galvanometer bei der gewählten Registriergeschwindigkeit nicht störte. Fig. 2 zeigt ein Stück eines Registrierstreifens mit einer Bogenregistrierung und den senkrechten Wellenlängenmarken.

Die Registrierkurven Fig. 2 zeigen natürlich noch nicht die wahre Energieverteilung. Einmal nämlich ist wegen der wellenlängenabhängigen

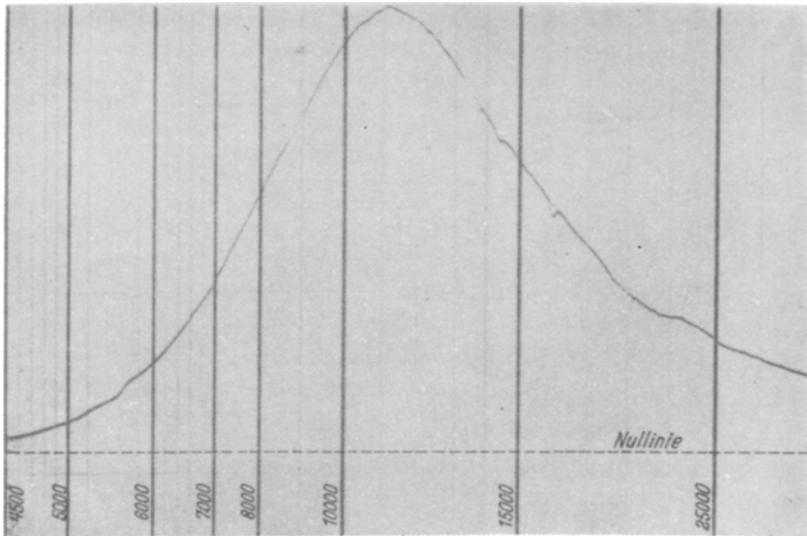


Fig. 2. Beispiel einer Registrierung der Reinkohlebogen-Energieverteilung mit senkrechten Wellenlängenmarken.

Dispersion der Quarzprismen die Breite des vom Endspalt des Monochromators durchgelassenen Spektralbereichs in \AA von der Wellenlänge abhängig. Die entsprechende Dispersionskorrektur aber genügte, wie ausgedehnte Untersuchungen ergaben, noch nicht, um aus den Registrierkurven die wahre Energieverteilung zu erhalten. Es konnte vielmehr mit Sicherheit nachgewiesen werden, daß ein weiterer wellenlängenabhängiger, die Intensität verändernder Effekt vorhanden war und ausgeschaltet werden mußte. Wir nehmen an, daß es sich hierbei um die mit der Wellenlängeneinstellung sich ändernde Reflexion der Prismen handelt,

hervorgerufen durch eine Änderung des Einfallswinkels der Strahlung mit der Prismenverschiebung. Um mit Sicherheit alle diese Störeinflüsse zu beseitigen, haben wir uns zu einer rein empirischen Eichung der Anordnung entschlossen. Hierzu wurde eine Eichlichtquelle bekannter absoluter Energieverteilung registriert und dann durch Gleichsetzen der auf der Registrierkurve gemäß Fig. 2 ausgemessenen Intensitätskoordinaten mit den für jede Wellenlänge bekannten Energiewerten der Eichlichtquelle eine empirische Korrekturkurve erhalten. Sie gibt an, mit welchem Faktor die Ordinaten einer Registrierung multipliziert werden müssen, um Energiewerte zu ergeben. Auf die Eichlichtquelle gehen wir im nächsten Abschnitt näher ein.

Wie aus diesen Angaben hervorgeht, bringen wir im Gegensatz zu den meisten veröffentlichten Messungen spektraler Intensitätsverteilungen Absolutwerte der Energie, d. h. die Werte der von 1 cm^2 Krater- bzw. Flammenoberfläche je Spektralbereich von 1 \AA Breite senkrecht zur Fläche abgestrahlten Energie ($\text{Watt/cm}^2 \cdot \text{\AA}$).

Um alle Störungen durch Apparatur- und Umweltveränderungen nach Möglichkeit auszuschließen, wurde jeweils der zu untersuchende Bogen und die Eichlichtquelle dicht hintereinander, möglichst auf dem gleichen Registrierstreifen aufgenommen. Zum Ausgleich der besonders bei Registrierung der reinen Gasstrahlung erheblichen Intensitätsschwankungen wurde stets zusätzlich zu den durchlaufenden Registrierungen bei acht verschiedenen Wellenlängen bei jeweils festgehaltener Monochromatoreinstellung mehrere Minuten die in diesem Spektralstreifen ausgestrahlte Energie registriert und dadurch gute Mittelwerte sowie eine Übersicht über die Schwankungsbreite erhalten. Auf die Wellenlängenkorrekturen und feinere Einzelheiten sei nicht eingegangen.

Die Genauigkeit der in den folgenden Kurven niedergelegten Mittelwerte unserer Messungen schätzen wir aus dem Vergleich der mehreren hundert Einzelregistrierungen, soweit die Absolutwerte in Frage kommen, zu etwa $\pm 5\%$, während der relative Kurvenverlauf jeweils viel besser gesichert ist. Lediglich in den kurzwelligen Bandengebieten, in denen sich die Bogenschwankungen stärker bemerkbar machen, kann der Absolutfehler 20% erreichen.

Bei den Kratermessungen wurde stets der mittlere Teil des positiven Kraters auf den Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet. Gemessen wurde also im Gegensatz zu der Mittelwertmessung etwa im Strahl eines Scheinwerfers bei uns Intensität und Intensitätsverteilung der Strahlung

des Gebiets höchster Temperatur im Bogenkrater. Dabei führt der Monochromator wegen seiner im Vergleich zur Liniendichte (2 bis 10 Linien/Å) großen Spaltbreite automatisch eine Mittelbildung über die Energiebeiträge benachbarter Spektrallinien aus und glättet dadurch das Spektrum.

Alle Messungen wurden wieder ausgeführt am frei brennenden Gleichstrombogen mit verkupferten Kohlen der Ringsdorff-Werke (Mehlem a. Rhein), und zwar positiven Beck-Kohlen RW Sola Effekt 134 und positiven Homogenkohlen RW Gamma S, während als Negativkohlen Reindochtkohlen RW Gamma D benutzt wurden.

3. Der Reinkohlebogenkrater als Eichlichtquelle und das Problem der Reinkohlebogenstrahlung.

Zur absoluten Eichung der Monochromator-Apparatur wurde im langwelligen Gebiet $\lambda > 5000 \text{ \AA}$ nach längeren Versuchen die Strahlung des voll belasteten positiven Reinkohlekraters (10 mm RW „Mira“ der Ringsdorff-Werke mit 30 Amp. belastet) benutzt und gleich der eines schwarzen Strahlers der Temperatur 3700° abs. gesetzt. Sieht man hierbei von den durch CN- und C_2 -Bandenstrahlung gestörten kurzwelligen Spektralbereichen ab, so kann der durch diese einfache und jederzeit leicht reproduzierbare Eichung entstehende Fehler nicht mehr als 2% ausmachen, da die Strahlungskonstanz ausgezeichnet ist. Auf die Kontrolle der schwarzen Temperatur von 3700° gehen wir unten genauer ein. Alle im folgenden veröffentlichten Absolutwerte der Energie beziehen sich also im langwelligen Gebiet direkt, im kurzwelligen indirekt auf dieses Strahlungsnormale.

Für den kurzwelligen Spektralbereich λ 3000 bis 5000 \AA kommt der Kohlebogen wegen seiner Bandenstrahlung als Eichlichtquelle nicht in Frage. Beim Arbeiten mit der Thermosäule störten auch die mit abnehmender Wellenlänge sehr gering werdenden Galvanometerausschläge. Hier wurde deshalb mit einem Selenphotoelement gearbeitet und dessen Empfindlichkeit mit der Quecksilber-Normallampe von Osram geeicht. Wir dehnten diese Messungen nach langen Wellen bis 6000 \AA aus und erzielten einen gut gesicherten Anschluß an das mit Thermosäule und Reinkohlebogen-Eichung durchgemessene langwellige Spektralgebiet. Nach dem Ultrarot dehnten wir unsere Messungen aus äußeren Gründen nur bis 13000 \AA aus.

Da wir also als Eichlichtquelle im langwelligen Gebiet den Krater des mit 30 Amp. belasteten 10 mm-Reinkohlebogens verwenden, muß auch die Frage der Energieverteilung dieser Lichtquelle kurz behandelt werden.

Die seit Lummer¹⁾ weit verbreitete Behauptung, daß die Strahlung des Reinkohlekraters in einem weiten Belastungsbereich konstant und seine Temperatur gleich der Verdampfungstemperatur des Kohlenstoffs bei Atmosphärendruck sei, wurde von uns²⁾ durch neue Messungen wenigstens für Reindochtkohlen widerlegt. Nach diesen Messungen ist der Gang der Strahlungsdichte mit der Belastung erheblich vom Material der Positivkohle abhängig, doch wachsen bei den handelsüblichen Reinkohlen (Docht der Positivkohle aus Kohlepulver mit Bindungs- und Beruhigungsmitteln) Leuchtdichte und Kratertemperatur mit steigender Belastung, bis das einsetzende Zischen eine weitere Beobachtung verhindert, ohne daß bereits die Verdampfungstemperatur des Kohlenstoffs erreicht wäre (vgl. auch Abschnitt 6!). Messungen der spektralen Energieverteilung am Reinkohlebogen verschiedener Belastung haben nun eine neue Bestätigung dieser unserer Auffassung erbracht, indem sie eine Verschiebung des Energiemaximums mit der Stromstärke ergaben, der nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz eine Zunahme der Kratertemperatur mit der Stromstärke entspricht²⁾.

Nach den genauesten zur Zeit vorliegenden Messungen beträgt die höchste vor Einsetzen des Zischens mit reinsten Graphitkohlen erreichbare schwarze Kratertemperatur 3810⁰ K und damit die höchste wahre Kratertemperatur etwa 4000⁰ K. Diese Angabe wurde kürzlich von zwei verschiedenen Seiten bestätigt^{3) 4)}, wobei von der einen⁴⁾ zusätzlich festgestellt wurde, daß die maximale schwarze Kratertemperatur der handelsüblichen Reinkohlen etwa 3700⁰ K beträgt. Wir verwenden, wie in Abschnitt 2 erwähnt, die 10 mm-Reinkohle Marke „Mira“ der Ringsdorff-Werke. Daß deren Energie in dem nicht durch Bandenstrahlung gestörten Bereich bei der maximal zulässigen Belastung von 30 Amp. tatsächlich der eines schwarzen Strahlers von 3700⁰ K entspricht, konnten wir dadurch nachweisen, daß wir bei unseren Monochromatormessungen an Graphitkohlen maximale schwarze Temperaturen fanden, die die der „Mira“, wie erforderlich, gerade um 100⁰ überstiegen.

Wir haben, weil wir ein leicht reproduzierbares Strahlungsnormal hoher Intensität benötigten, in Übereinstimmung mit verschiedenen Autoren

¹⁾ O. Lummer, Die Verflüssigung der Kohle, Braunschweig 1914. —

²⁾ W. Finkelburg, ZS. f. techn. Phys. **21**, 311, 1940; vgl. auch die Messungen über die entsprechende Stromstärke-Abhängigkeit des Farbenindex der Kraterstrahlung: W. Finkelburg, Kintotechnik **23**, 16, 1941. — ³⁾ N. K. Chaney, V. C. Hamister u. S. W. Glass, Trans. electrochem. Soc. **67**, 201, 1935; vgl. auch H. G. Mc Pherson, Journ. opt. Soc. Amer. 1940, Mai-Heft. —

⁴⁾ P. Lucas, Arcos **17**, 2036, 1939.

angenommen, daß im *ganzen* Spektralgebiet zwischen 5000 und 13000 Å die Strahlung unserer Mira durch die Planck-Kurve von 3700° gegeben ist. Damit befinden wir uns aber in Widerspruch zu anderen Literaturangaben, da im Schrifttum der Reinkohlekrater zwar einmal als schwarzer Strahler von 3700° K, andererseits aber auch als grauer Strahler der Temperatur 3900° K mit einem Absorptionsvermögen 0,80 bezeichnet wird. Eine Entscheidung zwischen diesen beiden, sich natürlich widersprechenden Angaben durch eine exakte Messung der Energieverteilung über einen sich bis ins Ultrarot erstreckenden Spektralbereich scheint daher dringend erforderlich.

4. Die spektrale Energieverteilung der Beck-Bogen-Strahlung.

Als Ergebnis unserer Messungen zeigt Fig. 3 die mittlere Energieverteilung S_λ der Beck-Bogen-Strahlung, gemessen an der 7 mm-RW Sola Effekt 134 bei der Normalbelastung von 50 Amp. 35 Volt und der höchsten noch einigermaßen flackerfreien Belastung von 75 Amp. bei 50 Volt. Zum Vergleich ist (unterste Kurve) die Reinkohlestrahlung miteingezeichnet. Die Kurven beziehen sich, wie in Abschnitt 2 bereits erwähnt, auf die Strahlung der Kratermitten, also des Ortes höchster Temperatur. Arbeitet man ohne Abbildung auf dem Eintrittsspalt, untersucht also die mittlere Bogenstrahlung, so liegen die Kurven der Energieverteilung der Beck-Bogen-Strahlung, bei etwa gleichem Verlauf im kurzwelligen Gebiet, im Ultrarot etwa 20 bis 30% höher. Das ist verständlich, weil nun die Randgebiete von Krater und Anodenflammenplasma mit ihrer geringeren Temperatur zur Strahlung beitragen. Zu den Kurven, die Mittelwerte aus etwa 100 Einzelregistrierungen sind, sind zum Vergleich die Planck-Kurven eingezeichnet, deren Maxima bei den gleichen Wellenlängen liegen wie die Energiemaxima der Beck-Bogen-Strahlung; dabei sind die Ordinaten dieser Planck-Kurven in dem in der Figurenunterschrift angegebenen Maßstab so verkleinert, daß ihre Maximalwerte mit denen der Beck-Bogen-Strahlung übereinstimmen.

Auf die Folgerungen, die sich aus den Kurven Fig. 3 für das Temperaturproblem beim Beck-Bogen ziehen lassen, gehen wir im nächsten Abschnitt näher ein. Hier sei nur noch erwähnt, daß nach den Kurven das recht steile Maximum der Energieverteilungen genau in das sichtbare Spektralgebiet fällt, woraus der gute lichttechnische Wirkungsgrad des Beck-Bogens (bis zu 80 Hlm/Watt) verständlich wird. Die Tatsache, daß die Energiemaxima auf der kurzwelligen Seite des Maximums der Augenempfindlichkeit ($\lambda \sim 5500 \text{ \AA}$) liegen, ist in Übereinstimmung mit der Beobachtung, daß das Beck-Bogen-Licht bläulich empfunden und gemessen (vgl. V, S. 354) wird. Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß die

Energieverteilung des hochbelasteten Beck-Bogens (Fig. 3, Kurve 75 Amp.) im untersuchten Bereich eine ganz auffallende Ähnlichkeit mit der mittleren Energieverteilung der Sonnenstrahlung ¹⁾ zeigt.

Die bisher hier untersuchte Strahlung des Beck-Bogen-Kraters setzt sich aus drei Anteilen zusammen: der Strahlung des glühenden Krater-

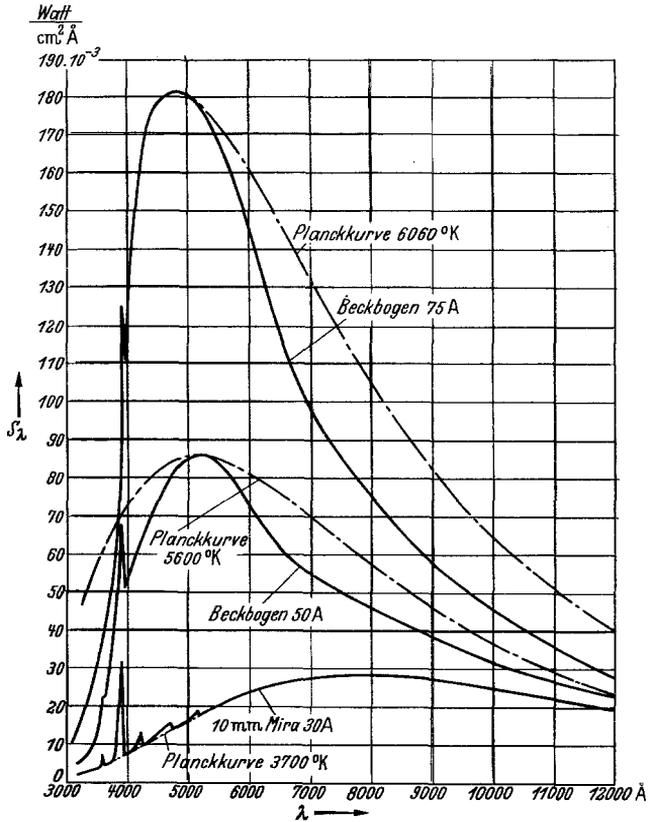


Fig. 3. Mittlere Energieverteilung der Strahlung des Beck-Bogen-Kraters (7 mm-Bogen) bei zwei Belastungen mit der Reinkohle-Kraterstrahlung als Vergleich. Strichpunktiert sind die Planck-Kurven eingezeichnet, deren Maxima mit denen der gemessenen Kurven übereinstimmen. Entsprechend dem geringeren Absorptionsvermögen der Bogenstrahlung sind die Ordinaten der Planck-Kurven im Maßstab 1:0,53 (obere Kurve) bzw. 1:0,38 (untere Kurve) verkleinert.

grundes, der der nur etwa $\frac{1}{10}$ mm dicken, den Kratergrund bedeckenden Dampfschicht des eigentlichen Anodenfallgebiets und drittens der Strahlung

¹⁾ Vgl. W.Finkelburg, Kontinuierliche Spektren. Berlin, Springer, 1938, Abb. 97, S. 282.

des nach Aufheizung im Anodenfallgebiet unter Abkühlung abströmenden Anodenflammenplasmas. Da die beiden ersten Beiträge wegen ihrer engen räumlichen Nachbarschaft experimentell nicht getrennt werden können, können wir nur aus der geringen Intensität des kontinuierlichen Spektrums zwischen den Linien und aus der bekannten oberen Grenze der Temperatur

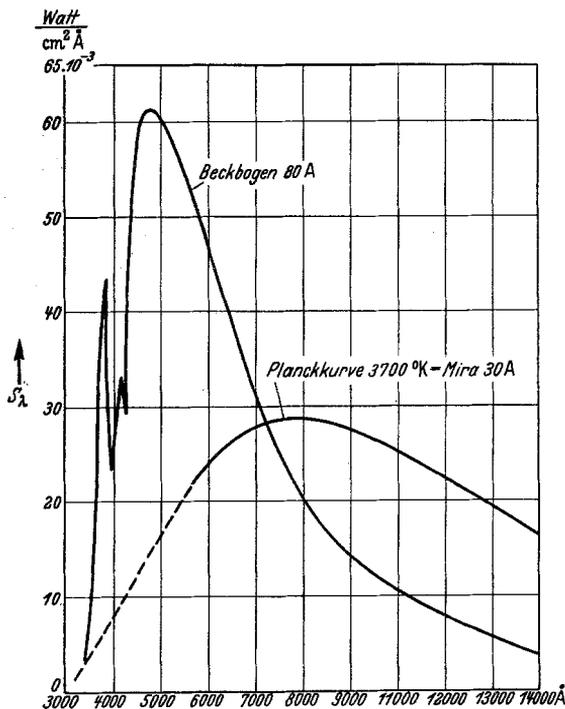


Fig. 4. Mittlere absolute Energieverteilung der Strahlung einer 7 mm dicken Anodenflammschicht dicht vor dem Beck-Bogen-Krater mit der Reinkohle-Kraterstrahlung als Vergleich.

des Kratergrundes schließen, daß der Anteil 1 zur Beck-Krater-Strahlung jedenfalls im sichtbaren Gebiet vernachlässigbar klein ist. Dieser Schluß wird bestätigt durch die direkte Untersuchung des dritten Anteils.

Zur Messung der Emission des Anodendampfstrahls allein wurde die Anodenflamme des 80 Amp.-Bogens quer auf dem Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet. Der Strahler bestand in diesem Falle also aus einer etwa 7 mm dicken Schicht des vom Krater abströmenden Anodenmaterialdampfes. Seine Energieverteilung zeigt, wieder in absolutem Maß und mit dem Vergleich der Reinkohlekraterstrahlung, Fig. 4. Im kurzwelligem Gebiet tritt erwartungsgemäß die CN-Bandenstrahlung, von der sich in den Kurven der Fig. 3 nur die Hauptbande noch heraushob, in sehr

verstärktem Maße hervor. Das Maximum der weiteren, durch den Monochromator wieder ausgeglichenen Linienstrahlung des Dampfes liegt gegenüber der 75 Amp.-Kurve des Kraters nur wenig nach langen Wellen verschoben und zeigt, daß nur eine geringe Abkühlung bereits stattgefunden hat. Nach langen Wellen zu fällt die Strahlungsintensität, verglichen mit den Kurven Fig. 3, dagegen sehr schnell ab; in diesem Gebiet dürfte also die Strahlung des festen Kratergrundes bereits von Bedeutung sein. Auffallend ist die die Reinkohlekraterstrahlung um ein Mehrfaches über-treffende Dampfstrahlung im sichtbaren Gebiet trotz nur 7 mm Schicht-dicke; sie steht in guter Übereinstimmung mit der in II, S. 570 mitgeteilten hohen Leuchtdichte der Dampfschicht von 35 000 bis maximal 50 000 Stilb.

Zum Schluß sei erwähnt, daß nach unseren Messungen an Beck-Kohlen verschiedener Zusammensetzung die Kurven Fig. 3 und 4 wohl als Normal-kurven der Beck-Bogen-Strahlung für die angegebene Belastung gelten können, daß sie sich direkt aber nur auf die RW Sola Effekt 134 beziehen.

5. Das Temperaturproblem beim Beck-Bogen.

Auf Grund unserer Energieverteilungsmessungen können wir auch zu exakteren Aussagen als bisher über die Temperatur des strahlenden Anodenflammenplasmas kommen.



Fig. 5. Vergrößerter Ausschnitt aus dem mit einem 3 m-Konkavgitter aufgenommenen Beck-Bogen-Spektrum. Dispersion 1,4 Å/mm. Der nur 150 Å umfassende Ausschnitt zeigt die Liniendichte des Spektrums.

Der Beck-Bogen ist im strengen Sinne ein Selektivstrahler, da sein Spektrum (vgl. Fig. 5) aus einzelnen sehr scharfen Linien besteht. Diese sind aber so zahlreich und erfüllen mindestens den ganzen photographisch erfassbaren Spektralbereich so gleichmäßig, daß der Beck-Bogen für die

meisten Zwecke als quasi-kontinuierlicher Strahler angesehen werden darf. Das strahlende Plasma befindet sich auch nicht überall im thermischen Gleichgewicht, da im Anodenfallgebiet die Elektronentemperatur die Gastemperatur um ein Vielfaches übersteigt. Aber das Anodenfallgebiet ist gegenüber der Ausdehnung der strahlenden Dampfwolke mit 0,1 mm gegenüber einigen cm sehr klein, und im übrigen Plasma dürfen wir jedenfalls lokal thermisches Gleichgewicht annehmen. In Übereinstimmung mit dieser Annahme zeigt die Energieverteilung der Beck-Bogen-Strahlung nach Fig. 3 eine deutliche Ähnlichkeit mit den Planck-Kurven des schwarzen Strahlers, und es ist daher physikalisch berechtigt, die für schwarze und graue Strahler geltenden allgemeinen Gesetze mit gebührender Vorsicht und Einschränkung auch auf den Beck-Bogen anzuwenden.

Tun wir das zunächst bezüglich des Zusammenhangs zwischen Energiemaximum und Temperatur mit dem Wienschen Gesetz

$$T_W = 0,288 \cdot 10^8 / \lambda_{max}, \quad (1)$$

so können wir zunächst als gesichertes Ergebnis feststellen, daß die Beck-Bogen-Temperatur — damit ist im folgenden stets die des strahlenden Plasmas gemeint! — im Gegensatz zu Angaben anderer Autoren mit der Strombelastung der Anode eindeutig zunimmt. Das folgt erstens aus dem gemessenen Anstieg der gleich noch zu besprechenden schwarzen Temperatur gemäß Arbeit II, Fig. 8, zweitens aus dem Anstieg des Farbindex mit der Stromstärke (V, Fig. 7) und drittens am deutlichsten aus der Verschiebung des Energiemaximums mit steigender Belastung nach kürzeren Wellenlängen nach Fig. 3 dieser Arbeit.

Wenden wir nun versuchsweise das Wiensche Gesetz auch quantitativ an, so folgen aus den Wellenlängen der Energiemaxima der Beck-Bogen-Strahlungen von 50 und 75 Amp. durch Einsetzen in Gleichung (1) „Wiensche“ Temperaturen T_W von 5600 bzw. 6060° K, die, da wir es sicher mit weitgehend thermischer Strahlung zu tun haben, von den wahren Gastemperaturen T_G nicht allzu verschieden sein sollten.

Nun ist klar, daß das Beck-Bogen-Plasma der Gastemperatur T_G nicht die aus dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz

$$S = \sigma \cdot T_G^4 \text{ Watt}; \quad \sigma = 5,75 \cdot 10^{-12} \text{ Watt/Grad}^4 \quad (2)$$

für einen schwarzen Strahler dieser Temperatur folgende Energie S (T_G) ausstrahlen kann, sondern nur einen Bruchteil a dieser Energie, da die zwischen den einzelnen Spektrallinien liegenden Spektralgebiete zur

Strahlung wenig beitragen und auch nicht alle Linien „schwarz“ sind, d. h. die der Planck-Kurve T_G entsprechende Intensität besitzen. Wir haben also

$$S_{Beckb.} = a \cdot \sigma \cdot T_G^4 = \sigma \cdot T_s^4. \quad (3)$$

Hierin ist T_s die auf die Gesamtstrahlung bezogene mittlere schwarze Temperatur der Beck-Bogen-Strahlung, d. h. die Temperatur eines schwarzen Strahlers, der insgesamt ebensoviel Energie emittiert wie der Beck-Bogen, während man a — hier in übertragenem Sinne! — als das mittlere Absorptionsvermögen des Strahlers bezeichnet. In Arbeit II, Fig. 8, haben wir aus Messungen der Gesamtstrahlung des Beck-Bogens mittels der Thermosäule schon T_s -Werte bestimmt; wir entnehmen diesen Messungen bzw. späteren Ergänzungsmessungen die in Tabelle 1 aufgeführten Werte $T_s = 4300$ bzw. 5100^0 für den 7 mm-Bogen bei 50 und 75 Amp., auf die wir unsere Diskussion beschränken wollen.

Aus unseren Energieverteilungskurven können wir nun ganz unabhängig neue T_s -Werte ermitteln. Da diese Energiemessungen sich aber nur auf den Wellenlängenbereich 3500 bis 12000 Å beschränken, haben wir zunächst aus dem Planckschen Gesetz durch graphische Integration zwischen den Grenzen 3500 und 12000 Å den Zusammenhang zwischen der in diesem Bereich emittierten Strahlung S' und der Temperatur bestimmt und an Stelle des für die gesamte Strahlung (Grenzen $\lambda = 0$ und $\lambda = \infty$) gültigen Stefan-Boltzmann-Gesetzes (2) die Beziehung

$$S' = 6,1 \cdot 10^{-15} \cdot T^{4,63} \text{ Watt/cm}^2 \quad (4)$$

erhalten. Durch graphische Integration unserer Energieverteilungskurven Fig. 3 für den 50- und 75 Amp.-Bogen erhielten wir die experimentellen S' -Werte 422 und 767 Watt/cm² und damit aus Gleichung (4) die sich auf den von uns erfaßten Spektralbereich beziehenden mittleren T_s -Werte 4330 und 4930⁰ K. Die Übereinstimmung mit den aus II, Fig. 8 entnommenen, aus ganz andersartigen Messungen stammenden Werten ist beim 50 Amp.-Bogen ausgezeichnet, weniger beim 75 Amp.-Bogen, wo der in II gemessene Wert infolge starker Bogenschwankungen schon mit erheblichem Fehler behaftet sein kann. Die Übereinstimmung spricht aber für die allgemeine Richtigkeit unserer T_s -Werte.

Aus dem Vergleich der aus Fig. 3 durch Planimetrierung erhaltenen experimentellen S' -Werte mit den für die Wienschen Temperaturen T_W nach Gleichung (4) errechneten, haben wir nun auch die Möglichkeit,

experimentelle Werte für das mittlere Absorptionsvermögen a nach Gleichung (3) zu berechnen, denn es ist ersichtlich

$$a = S'_{exp.}/S'(T_W). \quad (5)$$

Durch Einsetzen der Werte erhalten wir

$$a \text{ (50 Amp.)} = 0,32, \quad (6)$$

$$a \text{ (75 Amp.)} = 0,42. \quad (6a)$$

Aus (6) und (6a) sehen wir zunächst das interessante Ergebnis, daß das Absorptionsvermögen mit der Belastung zunimmt, die Strahlung im Mittel also „schwärzer“ wird. Weiter sei erwähnt, daß wir stets von einem *mittleren* Absorptionsvermögen reden, weil der Vergleich der experimentellen Kurven Fig. 3 mit den entsprechenden Planck-Kurven gleicher Wienscher Temperatur zeigt, daß das Absorptionsvermögen von der Wellenlänge abhängig ist; der Beck-Bogen ist also kein „grauer“ Strahler.

Mittels der experimentellen a -Werte (6) und (6a) können wir nun aus unseren experimentellen T_s -Werten von Arbeit II neue Werte der Gastemperatur T_G ausrechnen, da nach Gleichung (3) für diese gilt

$$T_G = \sqrt[4]{T_s^4/a}. \quad (7)$$

Wir erhalten so die T_G -Werte 5720° (50 Amp.) und 6330° K (75 Amp.), die mit den T_W -Werten in befriedigender Übereinstimmung stehen.

Tabelle 1 gibt eine Übersicht über die Werte der schwarzen und der wahren Temperatur. In III, S. 738, haben wir bereits den Versuch gemacht, aus dem Spektrum einen Wert des Absorptionsvermögens abzuschätzen und aus dem für die 9 mm-Kohle gemessenen Maximalwert $T_s = 6000^\circ$ nach Gleichung (7) die Gastemperatur T_G abzuschätzen. Der dort bestimmte Wert $T_G = 8000^\circ$ ist zu hoch, weil das Absorptionsvermögen zu klein eingesetzt und der höchste bisher überhaupt erreichte T_s -Wert benutzt wurde; für ihn würden wir jetzt 7450° erhalten.

Tabelle 1. Schwarze und wahre Temperaturen des strahlenden Beck-Bogen-Plasmas.

	7 mm RW Sola Effekt 134	
	50 Amp.	75 Amp.
$\overline{T_s}$ gemessen Arbeit II.....	4300 ⁰ abs.	5100 ⁰ abs.
T_s berechnet nach Gleichung (8)	4330 ⁰ abs.	4930 ⁰ abs.
$T_G = T_W$ nach Fig. 3 bzw. Gleichung (1)	5600 ⁰ abs.	6060 ⁰ abs.
T_G berechnet nach Gleichung (3)	5720 ⁰ abs.	6330 ⁰ abs.
Mittl. Absorptionsvermögen a	0,32	0,42

6. Die Energieverteilung der Strahlung des Homogenkohle-Hochstrombogens.

Die Energieverteilung für den stark zischenden Homogenkohle-Hochstrombogen wurde an einer 7 mm-Positivkohle RW Gamma S bei der hohen Belastung von 75 Amp. gemessen; das Ergebnis einer Mittelbildung aus etwa 30 Einzelregistrierungen zeigt Fig. 6 wieder im absoluten Maß

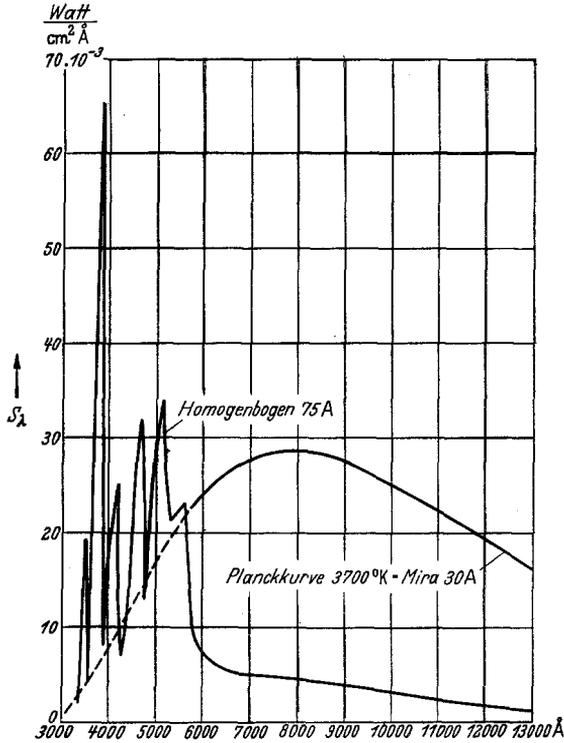


Fig. 6. Mittlere Energieverteilung der Strahlung eines 7 mm-Homogenkohle-Hochstrombogens mit der Reinkohlekraterstrahlung als Vergleich. Aus dem rechten Teil der oberen Kurve folgt der neue Wert der Verdampfungstemperatur des Kohlenstoffs.

mit dem Vergleich des Reinkohlekraters. Im ganzen kurzwelligen Spektralgebiet bis zum Gelb hin ist der Kurvencharakter ausschließlich durch die Banden des CN und C₂ bestimmt, worauf bei den Leuchtlichtmessungen in II bereits hingewiesen wurde. Wegen der Frage der Stabilität dieser Moleküle trotz der hohen Temperatur vgl. ZS. f. physikal. Chem. (B) **49**, 297, 1941.

Auffallend aber ist, daß auch in dem gesamten durch Bandenstrahlung nicht gestörten langwelligen Spektralgebiet der Homogenkohle-Hochstrom-

bogen erheblich mehr Energie ausstrahlt als der schon hoch belastete Reinkohlebogen der schwarzen Temperatur 3700°. Berechnet man nun nach der Planckschen Formel die der langwelligen Strahlung gemäß Fig. 6 entsprechende schwarze Temperatur, so erhält man

$$T_s = 3900^\circ \text{ K.}$$

Die Planck-Kurve dieser Temperatur ist in Fig. 6 gestrichelt eingezeichnet, und man sieht, daß der gemessene Verlauf der Energiestrahlung im langwelligen Gebiet dieser theoretischen Kurve sehr genau folgt. Der Homogenkohle-Hochstrombogen emittiert also im langwelligen Gebiet Strahlung der schwarzen Temperatur 3900°. Diese Temperatur liegt um rund 100° über der höchsten bisher gemessenen schwarzen Temperatur eines Kohlebogenkraters und bestätigt damit unsere schon länger vertretene Ansicht ¹⁾, daß die vor Einsetzen des Zischens erreichbare maximale Kratertemperatur entsprechend $T_s = 3810^\circ \text{ K}$ nicht mit der Verdampfungstemperatur des Kohlenstoffs identisch ist. Diese errechnet sie vielmehr aus $T_s = 3900^\circ \text{ K}$ unter Zugrundelegung eines Absorptionsvermögens der Kohle von 0,80 (vgl. Abschnitt 3) zu mindestens:

$$\text{Verdampfungstemperatur des Kohlenstoffs} > 4120^\circ \text{ K.}$$

Daß dieser Wert trotz der stürmischen Anodenverdampfung nicht der Verdampfungstemperatur gleichzusetzen, sondern als ihr Mindestwert anzusehen ist, folgt aus der von Weizel und Fassbender ²⁾ kinematographisch festgestellten Tatsache, daß nicht die gesamte Anodenstirnfläche stets gleichzeitig verdampft und die Verdampfungstemperatur besitzt, sondern nur ein relativ kleiner sich schnell auf der Anodenoberfläche hin und her bewegender Brennfleck.

Da nach unseren Vorstellungen die langwellige Strahlung des Homogenkohle-Hochstrombogens der Kratertemperatur entsprechen soll, darf Dampfstrahlung an ihr nicht beteiligt sein. Zur Untersuchung dieser Frage wurde daher wie beim Beck-Bogen auch beim Homogenkohle-Hochstrombogen die spektrale Energieverteilung des von der Positivkohle abströmenden Anodendampfplasmas allein durch seitliche Abbildung der Anodenflamme auf dem Eintrittsspalt des Monochromators untersucht. Das Ergebnis zeigt Fig. 7. Man sieht, daß in der Tat die wesentliche Emission des Plasmas im Ultraviolett und sichtbaren Gebiet liegt und aus den Banden des CN und C₂ besteht, während im Ultrarot nur eine schwache Strahlung emittiert

¹⁾ W. Finkelnburg, ZS. f. techn. Phys. **21**, 311, 1940. — ²⁾ W. Weizel u. J. Fassbender, ebenda **21**, 391, 1940.

wird, deren Intensität zudem beim Brennen verschiedener Kohlen in viel stärkerem Maße schwankt als die der übrigen Strahlung. Wir schreiben diese langwellige Strahlung den durch Abschleudern von der Anode ent-

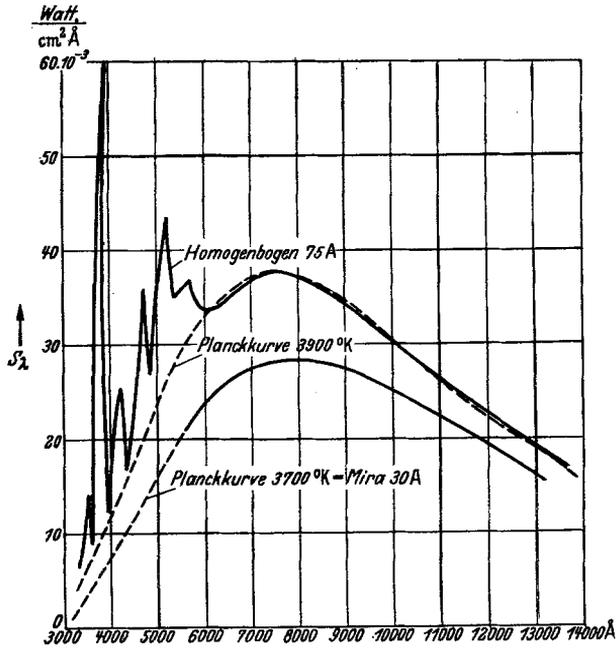


Fig. 7. Mittlere Energieverteilung der Strahlung einer 7 mm dicken Anodenflammen-Schicht dicht vor dem Krater des Homogenkohle-Hochstrombogens mit der Reinkohle-Kraterstrahlung als Vergleich.

standenen kleinen festen glühenden Kohlepartikeln zu, die in der Anodenflamme auf etwa die Verdampfungstemperatur erhitzt werden (vgl. auch III, S. 745).

7. Zusammenfassung der Ergebnisse.

1. Es wird eine Doppelmonochromator-Anordnung zur Messung der absoluten spektralen Energieverteilung von Lichtquellen mit den Einzelheiten der absoluten Eichung beschrieben und dabei auf das Problem der Energieverteilung der Reinkohlekraterstrahlung hingewiesen.

2. Es wurde die spektrale Energieverteilung der Beck-Bogen-Strahlung, und zwar Krater- und Flammenstrahlung gesondert, gemessen, erstere bei zwei verschiedenen Belastungen (Fig. 3 und 4).

3. Aus den Energieverteilungskurven wurden Werte für die absolute Temperatur, die schwarze Temperatur und das mittlere Absorptionsvermögen

des strahlenden Dampfes ermittelt (Tabelle 1). Sie sind in guter Übereinstimmung mit früheren Abschätzungen und Messungen.

4. Die spektrale Energieverteilung der Krater- und Flammenstrahlung des Homogenkohle-Hochstrombogens wurde gemessen (Fig. 6 und 7). Die Kraterstrahlung entspricht nach Abzug der intensiven CN- und C₂-Bandenstrahlung genau der eines schwarzen Strahlers von 3900° abs.

5. Aus dieser Messung folgt als Mindestwert für die Sublimationstemperatur des Kohlenstoffs bei Atmosphärendruck der neue Wert von 4120° abs.

Die Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Darmstadt ausgeführt. Herrn Prof. Rau danken wir für sein stetes Interesse, Frau Dr. Thomas-Schubert sowie den Herren Schuh und Steigerwald für ihre Hilfe bei Versuchen und Auswertung. Unser Dank gilt weiter den Ringsdorf-Werken K.-G., Mehlem a. Rh., sowie den Herren Prof. Konen, Bad Godesberg, und Dr. Neukirchen, Mehlem a. Rh., für zahlreiche Diskussionen und Anregungen.

Darmstadt, den 1. September 1941.
